

## Sektion für Kristallkunde der Deutschen Mineralogischen Gesellschaft

### 4. Diskussionstagung in Darmstadt

Die 4. Zusammenkunft der Sektion für Kristallkunde der Deutschen Mineralogischen Gesellschaft fand am 25. und 26. April 1957 im Eduard-Zintl-Institut der TH Darmstadt statt. Die Diskussionstagung stand unter dem Thema „Kristallbaufehler und Kristalleigenschaften“.

Am Donnerstag- und Freitagvormittag wurden je drei Hauptvorträge gehalten, während der Donnerstagnachmittag einer größeren Anzahl von Einzelvorträgen gewidmet war. Im Anschluß an die Mitgliederversammlung am Freitagnachmittag hielt H. Jagodzinski (Würzburg) ein Diskussionsreferat. Korreferent war A. Münster (Frankfurt/M.). Über das Ergebnis der Diskussion kann noch nicht berichtet werden, weil eine weitere Klärung der Dinge wünschenswert ist.

DONNERSTAG, DER 25. APRIL

Vormittag

*Hauptvorträge*

A. SEEGER (MPI f. Metallforsch. Stuttgart): *Fehlstellen in Kristallen und ihr Einfluß auf die Kristalleigenschaften.*

Die Notwendigkeit für die Betrachtung von Fehlstellen in Kristallen (elektrolytische Elektrizitätsleitung von Kristallen, Selbstdiffusion, Kristallplastizität usw.).

Übersicht über die Gitterfehler: Nulldimensionale Fehler (Leerstellen, Zwischengitteratome usw.); eindimensionale Fehler (Versetzungen); zweidimensionale Fehler (Korngrenzen, Zwillingsgrenzen, Stapelfehler usw.).

Zusammenhänge zwischen den verschiedenen Fehlstellenarten (thermodynamisches Gleichgewicht und Nichtgleichgewicht).

Einige moderne Fragen (Einflüsse auf die Kristalldichte, elektrische Eigenschaften, röntgenographische Wirkungen von Gitterfehlern usw.).

F. STÖCKMANN (Phys. Inst. d. TH Darmstadt): *Energieniveaus von Elektronen in Kristallen, Untersuchungsmethoden und Ergebnisse.*

Die Inhaltsangabe zu diesem Vortrag ist unter den Referaten zur Physikertagung vom 26. bis 28. April 1957 in Tübingen aufgeführt, wo der gleiche Vortrag gehalten wurde.

G. E. R. SCHULZE (Inst. f. Röntgenographie d. TH Dresden): *Erforschung der Orientierung magnetischer Atommomente in Kristallen mittels Neutroneninterferenzen.*

Wenn in einem ferromagnetischen Einkristall die magnetischen Atommomente sich bezirksweise in einer einzigen Richtung einstellen und diese Vorzugsrichtung von Bezirk zu Bezirk wechselt, liegt offenbar eine Abweichung vom Kristallaufbau gemäß der strengen Gittertheorie vor. Für das magnetische Verhalten vieler Kristalle sind also zwar nicht eigentliche „Baufehler“, aber doch Abweichungen vom Idealgitter maßgebend.

Zunächst werden die experimentellen Einrichtungen kurz geschildert und die physikalischen Gesetzmäßigkeiten besprochen, welche der Bestimmung der magnetischen Struktur zugrunde liegen. Sodann werden die bisher vorliegenden Ergebnisse an Übergangsmetallen, ihren Legierungen und Verbindungen und an Ferriten in Auswahl zusammengestellt.

Im Fall von MnO und MnS wird gezeigt, wie infolge Symmetrierniedrigung schon aus Pulveraufnahmen Aussagen über die Lage der Spinmomente in Bezug auf das Kristallgitter möglich sind, während man sich im allgemeinen mit der Ermittlung der Kopplungsverhältnisse begnügen muß, solange keine Einkristallaufnahmen zur Verfügung stehen. Die bisherigen Untersuchungen haben im großen und ganzen zu einer Bestätigung der Vorstellung über Antiferromagnetismus und Ferrimagnetismus geführt, wie sie von Néel und anderen entwickelt wurden.

## Nachmittag

### Einzelvorträge

A. NEUHAUS (Mineral. Inst. d. Univ. Bonn): *Partiell-isomorphe Mischbarkeit, insbesondere am Beispiel der Mischpartner NaF—Na<sub>2</sub>U<sub>2</sub>O<sub>7</sub>.*

Es war bekannt, daß schmelzendes NaF ein gutes Aufschlußmittel für Uran in verschiedensten Bindungszuständen ist, und daß erkaltete NaF(U)-Schmelzmassen bei Bestrahlung mit UV-Licht eine ungewöhnlich intensive hellgelbgrünliche Lumineszenz aufweisen. Völlig unklar hingegen war bisher die Ursache dieser Lumineszenz, insbesondere der Mischungszustand des U in der NaF-Masse. Um diesen Mischungsmechanismus zu klären, wurden NaF-Einkristalle (nach dem Nacken-Kyropoulos-Verfahren) mit verschiedenen U-Gehalten gezüchtet und mikroskopisch, elektronenmikroskopisch, röntgenographisch und spektraloptisch untersucht [Näh. s. Diss. K. Recker, Bonn, Nov. 1955]. Ergebnisse: NaF-Kristalle mit U-Gehalten  $\leq 1\%$  waren



visuell homogen, klar durchsichtig, und je nach U-Menge wechselnd gelb-orange gefärbt; Kristalle mit U-Gehalten von 2 bis 3% waren nach Erkalten schichtweise homogen bzw. heterogen. Die Aufnahmefähigkeit des NaF für die unbekannte U-Phase liegt demnach bei Zimmertemperatur um  $\sim 1\%$ , bei Zuchttemperatur ( $990^\circ\text{C}$ ) um  $\sim 3\%$ . Röntgenaufnahmen homogener NaF(U)-Kristalle ( $\sim 1\%$  U) ergaben auch bei Anwendung empfindlichster Methoden, nach Zahl und relativer Intensität der Interferenzen, das unveränderte NaF-Diagramm, bei leichter Verstärkung der Untergrundschwärzung. Röntgenaufnahmen von Entmischungsbereichen (2 bis 3% U) ergaben außer dem unveränderten NaF-Diagramm einige breite Reflexe einer 2. Phase. Letztere Reflexe erhält man ebenfalls, wenn man aus homogenen NaF(U)-Kristallpartien die „NaF-Wirtskomponente“ fortlöst (mittels warmem  $\text{H}_2\text{O}$ ) und ein Röntgenogramm dieser „Gastphase“ (die gesuchte U-Phase) herstellt. Elektronenmikroskopische Aufnahmen der letzteren (Pulververfahren dgl. Abdruckverfahren an polierten und leicht geätzten (111)-, (110)- und (100)-Ebenen) ergaben Gastpartikelchen von  $\sim 0,2$  bis  $0,05\ \mu$  und kleiner. In den heterogenen Bereichen ließen sich (gemäß lichtoptischer Analyse) massenhaft dünne, orientiert nach allen (111)-Flächen entmischte, optisch zweiaxsig-negative Entmischungsblättchen von rhombisch-pseudo-hexagonaler Symmetrie nachweisen. Durch Vergleich der optischen Charakteristiken und der Röntgendiagramme dieser letzteren Entmischungskristallite im NaF mit den obigen  $\sim 0,2\ \mu$  großen Gastteilchen der homogenen Kristallbereiche und durch den zusätzlichen Identitätsnachweis dieser Gastteilchen im NaF mit Syntheseprodukten, die aus NaF bzw.  $\text{Na}_2\text{O}$  und Uranoxiden in bestimmten Verhältnissen erschmolzen worden waren, konnte die homogen dispergierte bzw. entmischte U-Phase im NaF eindeutig als  $\text{Na}_2\text{U}_2\text{O}_7$  (rhombisch) identifiziert werden. Mit diesen Befunden ließ sich das Röntgendiagramm der gesuchten U-Phase im NaF vollständig indizieren und die Zelle bestimmen zu:  $a = 3,725\ \text{kX}$ ,  $b = 6,685\ \text{kX}$  und  $c = 11,88\ \text{kX}$ . Diese Zelle läßt zunächst sichtlich keinerlei besondere Verwandtschaft zum NaF-Gitter erkennen. Koordiniert man die Zellen von NaF und  $\text{Na}_2\text{U}_2\text{O}_7$  jedoch derart, wie im Verwachsungsverband, so zeigt sich eine vorzügliche und typische *pseudo-dreidimensionale Gitteranalogie nebst polymerer Gleichräumigkeit der Partnerzellen* im Sinne der „partiell-isomorphen Mischsysteme“ von A. Neuhaus.

#### H. v. PHILIPSBORN (Mineralog. Inst. d. Univ. Bonn): *Der Biokristall.*

Unter Biokristall möchte ich verstanden haben jeden Kristall, der sich in einem lebenden Organismus gebildet hat, ohne Rücksicht auf die äußere Form: idiomorph, nichtidiomorph, Einkristall, Kristallaggregat, Form biologisch-funktionell-bedingt-artspezifisch-ererbte [H. v. Philipsborn, Biocrystallogr., BULL. SOC. FRANC. MINERAL. CRIST. 78, 267, 1955]. W. J. Schmidt [Einiges über Biokristalle, NACHR. GIESSENER HOCHSCHULES. 22, 73, 1953] möchte das Wort Biokristall nur in dem von Haeckel [Die Kalkschwämme 1872 I. 377] geprägten Sinn: Form biologisch-funktionell-bedingt-artspezifisch-vererbt verwendet sehen, wie z. B. für die aus Calcit-Einkristallen bestehenden ein- oder mehrstrahligen spicula der Kalkschwämme. Gegenstand der Biokristallographie wäre zweckmäßig überdies Erforschung der Silikose [s. hierzu H. Seifert, Ein allgemeines Prinzip der Biokristallographie, NATURWISS. 444, 1956], der als Test erzeugten Blutkristalle zum Nachweis von Blut u. a. Alle im organismischen Milieu gewachsenen Kristalle sind ein Komplex von kristallin aufgebauter und mit-ingeschlossener organischer Substanz. —

Bisher war es nicht gelungen, die Kristallform der pseudotetraedrischen Kristalle von Calciumoxalat-Monohydrat (Größe 6 bis  $8\ \mu$ ) zu deuten. Mit Hilfe des neuen Universaldrehtisches der Fa. ZEISS-WINKEL mit stärkeren



Objektiven als bisher gelang meiner Mitarbeiterin R. Frein v. Hodenberg (Diss. Bonn 1956) die Bestimmung: die Pseudotetraeder sind Kombinationen von  $(110) + (\bar{1}10) + (011) + (0\bar{1}1)$  oder von  $(110) + (\bar{1}10) + (011) + (0\bar{1}1)$ . Es werden also r- und l-Formen gebildet, obwohl die Kristallart mkl. prism. ist. Der genannte neue Universaldrehtisch dürfte sich auch in anderen Fällen bewähren, sehr kleine, bisher nicht vermeßbare Kristalle zu bestimmen. Aktuell ist das biokristallographische Problem: welcher Prozentsatz des in die Lunge und in den Magen gelangten Sr-90 wird in den Apatit des Knochens und Zahns eingebaut? Wie lange dauert im Fall des Aufhörens einer Sr-90-Zufuhr der normale und der durch Medikamente geförderte Wiederausbau? Auch in die Ca-haltigen Kristallarten der Harn- und Gallenteine, der Statolithen (Gleichgewichtssteinchen, beim Menschen Calcit) wird Sr-90 isomorph eintreten. (Die Calciumoxalat-Kristalle stammten aus Atropa Belladonna.)

K. BOLL-DORNBERGER (Berlin): *Zur Beschreibung der Symmetrie von Order-Disorder Strukturen durch Gruppoide.*

(Kein Manuskript eingegangen.)

J. ZEMANN (Mineralog.-Kristallograph. Inst. Göttingen): *Bestimmung der Kristallstruktur von Langbeinit nach der Methode des isomorphen Ersatzes.*

Langbeinit,  $K_2Mg_2(SO_4)_3$ , kristallisiert in Raumgruppe  $P2_13-T^4$ ,  $a = 9,920$  Å. Die Patterson-Projektion parallel  $[001]$  konnte wegen der relativ großen Projektionsdicke und des größenordnungsmäßig ähnlichen Streuvermögens aller Atome nicht gedeutet werden. Aus der gleichen Projektion des isotypen  $Tl_2Mn_2(SO_4)_3$  konnten jedoch die Lagen der positiven Gitterbestandteile leicht abgeleitet werden. Ihre Parameter wurden auf  $K_2Mg(SO_4)_3$  übertragen und die Struktur wurde durch Fourierverfeinerungen gelöst. Der R-Wert sank dabei für die  $hk0$ -Reflexe bis  $h^2 + k^2 = 173$  auf  $R = 0,148$ . Atomabstände und Koordinationspolyeder entsprechen den kristallchemischen Erwartungen.

H. BETHGE (Inst. f. Exp. Phys., Halle): *Über einige Beobachtungen zur Mikrostruktur von Steinsalzspaltflächen.*

Während die lichtmikr. Beobachtung an Spaltflächen, die zur Steigerung des Reflexionsvermögens mit Silber bedampft wurden, den Eindruck reichlich liegender Spaltstufen vermittelt, zeigt die elektronenmikr. Beobachtung, daß zwischen den Spaltstufen relativ oft Bereiche bis zu  $0,1 \mu m^2$  aufzufinden sind, die „elektronenoptisch leer“ erscheinen. Die Spaltstrukturen elektronenmikr. Größenordnung lassen sich durch wenige typische Strukturen beschreiben. Hierzu gehören auch die schon früher beschriebenen „Spaltfiguren“ [H. Bethge, PHYS. VERH. 5, 174, 1954], deren Deutung als Versetzungsringe vorgeschlagen wurde. Danach sollten die „Spaltfiguren“ durch die bei der Einleitung der Kristallspaltung im Innern des Kristalls ausgelösten plastischen Vorgänge entstehen.

Gelegentlich im Innern von Ionenkristallen aufzufindende Hohlwürfel und Hohlkanäle konnten auch elektronenmikr. dargestellt werden. Jedoch sind diese Erscheinungen äußerst selten zu beobachten, und sie sind sicher nicht zu den typischen Baufehlern zu rechnen.

W. HOPPE (Phys.-Chem. Inst. d. TH München): *Molekülstruktur und thermische Unordnung in Kristallen.*

Die Streuung von Röntgen-Strahlen an thermisch bewegten Molekülen in Kristallen stellt, wie der Autor zeigen konnte, ein gewisses Gegenstück zur Streuung an Gasen dar; die geringere Beweglichkeit und die starr

Kopplung der Bausteine im Gitter müssen allerdings in der Theorie entsprechend berücksichtigt werden. Die mathematische Behandlung beruht wie die *Faxén-Waller-Lavalsche* Theorie des einatomigen Gitters auf der *Bornschen* Gitterdynamik. Man kann zeigen, daß die diffuse Streuung in der Nähe reziproker Kristallgitterpunkte von den elastischen Eigenschaften des Kristalles abhängt. In größerer Entfernung setzt sie sich inkohärent aus mehreren Komponenten zusammen, die in ihrer Intensität durch das Quadrat eines strukturellen Faktors bestimmt werden, welcher als eine phasenabhängige Summation der Fouriertransformierten der Moleküle aufgefaßt werden kann. Die Phasenfaktoren der Summation hängen dabei von den einzelnen Komponenten ab und können in gewissen Fällen (pseudoakustischer Fall) berechnet werden. Im allgemeinen genügt aber wegen der Inkohärenz der Komponenten bereits eine Näherungsformel für die strukturelle Auswertung.

Es wurden Beispiele von Strukturbestimmungen gegeben. [Vgl. hierzu auch die Arbeiten in *NATURWISS.* 42, 484 (1955); *Z. KRISTALLOGR.* 107, 434, 451 (1956); *ACTA CRYST.* 9, 770 (1956); *Z. KRISTALLOGR.* 108 (1957) im Druck.]

*H. PEIBST* (Min. Petr. Inst. d. Humboldt-Univ. Berlin): *Vergleichende elektrische und optische Messungen an natürlichen  $\text{CaF}_2$ -Kristallen.*

Zur Klärung der Zusammenhänge zwischen Thermolumineszenz, Verfärbung und Leitfähigkeit, wurden Messungen an natürlichen  $\text{CaF}_2$ -Kristallen verschiedener deutscher Vorkommen durchgeführt. Die dabei gewonnenen Ergebnisse werden, soweit sie Allgemeingültigkeit besitzen, am Beispiel eines aus Oberkirch/Baden stammenden Kristalles referiert. Im einzelnen wurden gemessen: Das Absorptionsspektrum im Bereich von 220 bis 800 m $\mu$ , die temperaturabhängige Dunkelleitfähigkeit, die Photoleitfähigkeit, das Thermolumineszenzspektrum und seine Temperaturabhängigkeit, die Glow-Kurven der Thermolumineszenz und die Fluoreszenz.

Wird das bei 400 m $\mu$  gemessene Absorptionsmaximum als F-Zentrum angesehen, so berechnet sich daraus nach *Pekarf* [Untersuchungen über die Elektronentheorie der Kristalle, deutsch, Akademie-Verlag, Berlin 1954] eine dazugehörige thermische Dissoziationsenergie von 2,42 eV. Übereinstimmend damit erhält man aus dem Anstieg der Leitfähigkeit unter Annahme von N-Leitung eine Haftstellentiefe von 2,40 eV. Ein entsprechender Wert — 2,5 eV — läßt sich weiterhin aus dem Anfangsanstieg der Glow-Kurven bestimmen. Im Zusammenhang mit der Berechnung der Haftstellentiefe des F-Zentrums ist es möglich, die Dissoziationsenergie eines F'-Zentrums zu errechnen. Hierfür wurden aus dem Absorptionsspektrum 0,41 eV und aus der Leitfähigkeit 0,5 eV erhalten.

*B. ECKSTEIN* (II. Phys. Inst. d. Humboldt-Univ. Berlin): *Optische Bestimmung der Fehlordnungsenergie in Quarz.*

Die Fehlordnungsenergie polarer und semipolarer Kristalle wird i. A. aus Leitfähigkeitsmessungen bestimmt. Experimentell einfacher ist die Bestimmung aus der Ausläuferabsorption. Unter der Annahme, daß jeder Gitterfehler Anlaß zu einem absorptionsfähigen „Zentrum“ geben kann, ergibt sich Proportionalität zwischen Absorptionskonstante  $K$  und Fehlordnungsgrad. Dabei ist  $K$  als „integraler“ Wert über die ganze Breite der Absorptionsbande aufzufassen, wobei ev. thermische Verbreiterungen bzw. Verschiebungen der Bande zu berücksichtigen sind. — Aus

$$K = K(T) = \text{const} \cdot n_t/n_o = \text{const} \cdot \exp(-W/2kT)$$

läßt sich die Fehlordnungsenergie  $W$  bestimmen.



Die Messungen wurden erstmalig durchgeführt an Quarz [Eckstein, Z. PHYS. CHEM. 204, 357, 1955] und ergaben eine Fehlordnungsenergie von 1,5 eV. Dieser Wert liegt relativ niedrig, wird jedoch aus dem semipolaren Bindungstyp von Quarz verständlich. Reine Ionen- wie reine Valenzkristalle lassen hohe Werte der Fehlordnungsenergie erwarten, die einen aus geometrischen, die anderen aus energetischen Gründen. Bei Quarz wirkt die valenzmäßig niedrige Koordination mit der Möglichkeit energetisch günstiger Elektronenfiguration zu dem niedrigen Wert der Fehlordnungsenergie zusammen.

Die Messungen werden fortgesetzt unter spezieller Berücksichtigung der Beziehungen zwischen Fehlordnungsenergie und Bindungstyp.

G. KUNZE (Eduard Zintl-Inst. d. TH Darmstadt): *Innere Gestaltanalyse.*

Die äußere Gestalt einer willkürlich geformten, nicht notwendig einfach zusammenhängenden Partikel (Röllchen, Hohlkugel...) äußert sich im Kleinwinkelgebiet der Röntgenstreuung (strenge Fokussierung) oder auch — im Falle eines (begrenzten) Kristalles — in der Feinstruktur der Weitwinkelreflexe, wenn man von einer Mosaikverbreiterung derselben absieht. Innere Baustörungen (Versetzungen, Lücken...) lassen sich ebenfalls aus dem Kleinwinkelbeugungsbild ablesen, soweit sich ihre Lineardimensionen in diesem Beugungsgebiet auswirken und nicht von äußeren Gestaltfaktoren überlagert werden. Im letzteren Fall ist eine Kleinwinkelanalyse praktisch unmöglich. Es gibt jedoch außerhalb des eigentlichen Kleinwinkelgebietes sich bis über die Schwelle des Weitwinkelgebietes erstreckende oder auch in diesem selbst liegende Zonen mit Beugungserscheinungen, die sich zur „inneren Gestaltanalyse“ eignen. Unter „innerer Gestalt“ soll dabei die Gestalt von Atomnetzen innerhalb einer Elementarzelle (soweit ein Kristall vorliegt) verstanden werden. Definiert z. B. eine in den Winkel- und Ortskoordinaten separierbare innere Gestaltfunktion  $g_i(r, \varphi) = g_i'(r) \cdot g_i''(\varphi)$  als geometrischen Ort für die Lage einer Gesamtheit von Atomen ein Kreisbogenstück vom Öffnungswinkel  $2\omega$ :  $g_i''(\varphi) = 1$  innerhalb und  $= 0$  außerhalb der Verteilung, so tritt bei nicht zu kleinen  $r$  in der Umgebung des Kleinwinkelgebietes für die gestreute Amplitude ebenfalls eine Separation ein, derzufolge die Atome in ihrer Gesamtheit nur innerhalb eines Bisektors vom Öffnungswinkel  $2\omega$  „strahlen“ können, während in dem verbleibenden Bisektor ( $180 - 2\omega$ ) vollständige (Gestalt-)Auslöschung eintritt (Schatten). Ähnliche Erscheinungen gelten auch für andere, nicht zylindrische innere Gestaltfunktionen. Es besteht eine direkte Analogie zu den in der Optik des Sichtbaren bekannten „Lichtfächern“ von polygonal (auch krummlinig) begrenzten Öffnungen in einem Schirm (Theorie von Licht und Schatten).

**H. RAETHER** (Inst. f. Angew. Phys., Hamburg): *Nachweis von Gitterbaufehlern im Interferenzbild.*

Der Bericht behandelt die Frage, wie sich Abweichungen vom idealen Gitterbau im Intensitätsverlauf eines Interferenzdiagramms bemerkbar machen. Anfangs wird das Problem diskutiert, welche Informationen ganz allgemein aus der Winkelabhängigkeit der Streuintensität zu erhalten sind, wobei sich zeigt, daß die Korrelationen von Bedeutung sind, die zwischen den Gitterfehlern an verschiedenen Orten des Gitters bestehen. Solche können für kleine Abstände vorhanden sein (Nahordnung) und für große Abstände (Fernordnung). In beiden Fällen tritt zu dem *Laue*-Maxima eine gitterperiodisch verlaufende diffuse Streuung. Bei Vorhandensein totaler Unordnung (keine Korrelation) liegen die *Laue*-Maxima auf einem kontinuierlichen Untergrund. An einigen Beispielen werden diese Überlegungen erläutert: (1) Lagefehlordnung: Wärmebewegung, Fehlordnung von Ebenenfolgen (Graphit, dichteste Kugelpackungen), Defekte an einzelnen Gitterpunkten (Lücken, Zwischengitterplätze); (2) Artenfehlordnung: Substitutionsfehler, Nahordnungserscheinungen.

**K. HAUFFE** (Farbwerke Hoechst AG, Ffm-Hoechst): *Fehlordnungserscheinungen im Innern und an der Oberfläche von Ionen- und Valenzkristallen.*

An einigen ausgewählten Beispielen (z. B. AgBr, KCl) wird zunächst die Ionenfehlordnung beschrieben und gezeigt, wie durch Einbau anderswertiger Ionen die Fehlordnungskonzentration definiert geändert werden kann. Im Anschluß hieran wird der Mechanismus der Farbzentrenbildung behandelt. Während an ganzzahlig stöchiometrisch zusammengesetzten Ionenkristallen die Elektronenfehlordnung häufig von untergeordneter Bedeutung ist, tritt in den meisten Oxyden und Sulfiden, die nichtstöchiometrisch aufgebaut sind, die Elektronenfehlordnung überwiegend in Erscheinung. Durch Anwendung der Massenwirkungsansätze auf Fehlordnungsstellen und des Elektroneutralitätsprinzips kann man die Elektronenfehlordnung bzw. das *Fermi*-Potential des Halbleiters in Abhängigkeit vom Gasdruck und von der Dotierung mit geeigneten Fremdionen berechnen.

Im Bereich mittlerer und niedriger Temperaturen treten infolge einer Chemisorption des den Kristall umgebenden Gases, wobei mit Elektronenübergängen zu rechnen ist, in Oberflächennähe Raumladungen auf. Hierdurch wird nicht nur die Konzentration der Elektronenfehlordnung gegenüber der im Halbleiterinnern geändert, sondern auch gelegentlich die Art der Elektronenfehlordnung (Fehlordnungsinversion). Die in Oberflächennähe auftretenden Raumladungszonen sind bei der Behandlung des Elektronenmechanismus der Chemisorption und der heterogenen Katalyse zu berücksichtigen.

**K. H. LIESER** (Darmstadt): *Fehlordnungserscheinungen und Umwandlungsvorgänge im Silberjodid.*

Viele sehr wichtige Eigenschaften von Kristallen beruhen auf dem Vorhandensein von Fehlstellen. Als Modellsubstanz zur Untersuchung von Fehlordnungserscheinungen und Umwandlungsvorgängen eignet sich Silberjodid besonders gut.



Die mit der Temperatur ansteigende thermische Fehlordnung liefert einen deutlichen Beitrag zur spezifischen Wärme. Das  $\beta$ -AgJ schrumpft im gesamten Temperaturbereich, wenn es erhitzt wird. Die thermische Ausdehnung des  $\alpha$ -AgJ verläuft normal; eine Abschätzung des *Schottky*-Fehlordnungsgrades ist möglich. Die Folgerungen aus dem negativen Ausdehnungskoeffizienten wurden diskutiert. Die gemessene Druckabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit des Silberjodids steht in Übereinstimmung mit theoretischen Ansätzen.

Eine modellmäßige Betrachtung der Fehlordnung in den verschiedenen Modifikationen des Silberjodids erlaubt eine anschauliche Deutung der Fehlordnungserscheinungen. Auch für die Fehlordnungsenergie wird ein brauchbarer Wert erhalten. Die Beziehungen zwischen den verschiedenen Modifikationen des Silberjodids und die Umwandlungsvorgänge wurden diskutiert.

## Nachmittag

Im Anschluß an die Mitgliederversammlung folgte zum Abschluß der Tagung ein

### Diskussionsreferat

*H. JAGODZINSKI (MPI f. Silikatforsch. Würzburg): Phasenbegriff und Kristallstruktur bei Phasenumwandlungen.*

Phasenumwandlungen erster und höherer Ordnung wurden von Gibbs und Ehrenfest definiert. Von Münster wurde gezeigt, daß man vom Standpunkt der statistischen Mechanik die Phasenumwandlung  $n$ -ter Ordnung durch unendlich große Werte bestimmter Schwankungsglieder ( $n+1$ -ter Ordnung) definieren kann; diese Definition ist aber erst im unendlichen System möglich. — Da der Begriff der thermodynamischen Homogenität nicht unmittelbar auf den physikalisch homogenen Körper zu übertragen ist, können physikalische inhomogene Stoffe nicht immer als thermodynamisch inhomogen angesehen werden. — Der Kristall ist über das kooperative Problem der Kristallisation an den Phasenbegriff gebunden. Streng kooperative Probleme der Konfigurationen gibt es aber nur für unendliche Systeme; es liegt ein reines Koordinationsproblem mit Rückkopplung durch die potentielle Energien der Nachbarschaftsbeziehungen vor. Dieses Kooperationsproblem fordert in bestimmten Spezialfällen nicht immer die Translation als Symmetrioperationen in allen drei Gitterrichtungen. Das Kooperationsproblem ist also nicht immer ein reines Kristallisationsproblem.

Beim SiC treten streng kristalline, strukturell verschiedene Typen auf, die keine verschiedenen Phasen im thermodynamischen Sinne sind. Bei der Entmischung  $\text{Al}_2\text{O}_3$ --übersättigter Spinell wird eine optisch sichtbare  $\text{Al}_2\text{O}_3$ -reiche „Ausscheidung“ einer Zwischenstruktur beobachtet, die nach den vorliegenden Ergebnissen mit dem Rest-Spinell ein einphasiges System bildet.



## Diskussionstagung „Reaktor-Physik“ in Wien

Osterreichische Physikalische Gesellschaft

Am 20. und 21. März 1957 veranstaltete die Österreichische Physikalische Gesellschaft in Wien eine Diskussionstagung über „Reaktor-Physik“. Nach der Begrüßung der Tagungsteilnehmer am Spätnachmittag des 20. März berichtete Prof. *E. P. Wigner* vom Palmer Physical Laboratory (Princeton University) über die „Probleme und Ziele von Reaktoren“. Am folgenden Tag fanden vier etwa einstündige Übersichtsvorträge über die Hauptgebiete des Problemkreises statt, an die sich jeweils ausführliche Diskussionen angeschlossen. Die Vorträge wurden von Experten gehalten, die durch jahrelange enge Vertrautheit mit dem Gebiet ausgezeichnet sind. Sowohl die Vorträge als auch die Diskussionen zeichneten sich durch große Freimütigkeit aus. Die an die Vortragenden gerichteten Anfragen betrafen kernphysikalische Probleme, Fragen der Aufarbeitung und insbesondere werkstoffkundliche Fragen aller Art, zahlreiche technische und konstruktive Einzelheiten und nicht zuletzt auch wirtschaftliche Probleme. In zahlreichen Fällen griff *E. P. Wigner* klärend in die Diskussion ein.

Eine Bereicherung erfuhr die Veranstaltung durch drei weitere Berichte, welche von den Herren *J. V. Dunworth* (Harwell), *J. Mattauch* (Mainz) und *E. P. Wigner* an den beiden folgenden Tagen gegeben wurden. *Dunworth* ergänzte seinen Hauptvortrag durch ausführliche Erörterung des Uran-Plutonium-Brennstoffzyklus. *J. Mattauch* berichtete über die Präzisionsbestimmung der Massen leichter Elemente. *E. P. Wigner* grenzte in besonders instruktiver Weise die Leistungsfähigkeit der einzelnen Kernmodelle gegeneinander ab.

Am Abend des 21. März hielt Prof. W. Jentschke (Phys. Staatsinstitut Hamburg) auf einer gemeinsamen Abendveranstaltung der Österreichischen Physikalischen Gesellschaft und der Chemischen Physikalischen Gesellschaft einen Vortrag über „Neuere Methoden zur Beschleunigung von Teilchen auf hohe Energien“.

Die Tagung war von etwa 300 Teilnehmern, darunter zahlreichen Gästen aus der Deutschen Bundesrepublik besucht. Von der Möglichkeit der Gewinnung engen persönlichen Kontakts wurde bei gemeinsamen Mahlzeiten und bei einem Empfang im Palais Auersperg, an dem auch leitende Herren der Behörden teilnahmen, reichlich Gebrauch gemacht.

K. Lintner, Wien

#### MITTWOCH, DER 20. MÄRZ 1957

E. P. WIGNER (Princeton): *Probleme und Ziele von Reaktoren.*

Mit Nachdruck wird auf die doppelte Wirkung der Reaktoren hingewiesen, einmal die Unterstützung, die sie unserer Forschungstätigkeit geben und weiterhin die Möglichkeit der Nutzbarmachung der Kernenergie. Zum ersten Bereich wird neben der kernphysikalischen Forschung auf die weitverbreitete Verwendung radioaktiver Indikatoren hingewiesen, auf die Möglichkeit von Interferenzversuchen mit Neutronen und die Erzeugung von Fehlstellen in Festkörpern. Bei Besprechung des Reaktors als Energiequelle werden die amerikanischen und europäischen Entwicklungslinien einander gegenübergestellt; während man in USA vorwiegend den gleichzeitig neues spaltbares Material liefernden Brutreaktor bearbeitet, wird in Europa der mit natürlichem Uran betriebene Leistungsreaktor bevorzugt. Hieraus folgt die besondere Fruchtbarkeit gegenseitigen Gedankenaustausches.

#### DONNERSTAG, DER 21. MÄRZ 1957

J. V. DUNWORTH (Atomic Energy Res. Establ., Harwell): *Breeder reactors.*

G. ORTNER (I. Phys. Inst. d. Univ. Wien): *Forschungsreaktoren.*

Die gegenwärtig in Verwendung befindlichen Kernreaktoren für Forschungszwecke werden nach der Größe des Neutronenfluxes und anderen Besonderheiten, wie Temperaturabhängigkeit der Reaktivität und Lebensdauer der Spaltneutronen miteinander verglichen.

Schließlich werden die Sicherheitsfragen für die verschiedenen Reaktortypen diskutiert. [Eine ausführliche Wiedergabe des Vortrages wird in den ACTA PHYS. AUSTR. erscheinen.]

S. EKLUND (AB Atomenergi, Stockholm): *Leistungsreaktoren.*

Die durch den Spaltungsprozeß freigewordene Energie kann für praktische Zwecke nur durch das Verfahren eines gewöhnlichen thermodynamischen Kreisprozesses nutzbar gemacht werden. Um einen hohen Wirkungsgrad zu erreichen, wird angestrebt, daß das Kühlmittel den Reaktor mit möglichst hoher Temperatur verläßt.

Um empirische Erfahrung zur Beurteilung der Durchführbarkeit oder Rentabilität verschiedener Reaktortypen zu bekommen, haben die Groß-



mächte, in erster Linie USA, England und die USSR, eine Reihe von Reaktorexperimenten ausgeführt. Diese Arbeiten in den USA, Kanada, England, Frankreich, USSR und Schweden wurden kurz erwähnt. Ein Reaktor zweiter Generation, von dem Calder Hall Typus, der Reaktor des South of Scotland Electricity Board, wurde etwas mehr im Detail diskutiert, wie auch der Reaktor PWR aus USA. Im Anschluß an Auskünften, die neulich von Sir Christopher Hinton gegeben wurden, wurden die Entwicklungsmöglichkeiten der gasgekühlten Reaktoren bezüglich des spezifischen Effektes, der Temperaturen usw. etwas näher diskutiert. Es zeigt sich, daß in der Zeit um 1962/63 der Preis per kWh von einer konventionellen und einer Atomkraftanlage ungefähr gleich geworden sein wird, um die siebziger Jahre ist der Preis unweigerlich niedriger für Elektrizität von Reaktoren als von Dampfkraftwerken. Die schwedischen Arbeiten, Reaktoren für zentrale Wohnungsheizung zu entwickeln, wurden ebenfalls erwähnt, und technische Daten und Prinzipbilder gegeben. Schließlich wurden die Sicherheitsforderungen, die bei der Wahl eines Bauplatzes für Reaktoren erfüllt werden müssen, sowie die Bedeutung der Frage der Schadensversicherung erwähnt.

G. WIRTHS (Degussa, Wolfgang bei Hanau): *Herstellung von metallischem Uran und Thorium.*

Nach einleitender orientierender Kennzeichnung der Reinheitsforderungen an metallisches, natürliches Uran wurde über die chemischen Aufgaben bei der Gewinnung von metallischem Uran und Thorium aus den Erzen dieser Elemente berichtet. Im Falle des Urans wurden moderne chemische Konzentrationsverfahren für die Verarbeitung von uranarmen Erzen, die zu Konzentraten mit über 50 % U führen, besprochen. Anschließend wurde die Gewinnung hochreiner Uranverbindungen aus Konzentraten unter Anwendung von flüssig-flüssig-Extraktionsverfahren, die Herstellung von zur Reduktion zum Metall geeigneten Verbindungen sowie schließlich die Reduktion zum Uranmetall selbst dargelegt. Beim Thorium wurden die verschiedenen Versuche zur Darstellung des Metalls, die zum Unterschied vom Uran noch nicht zu einem anerkannten Standardverfahren geführt haben, erörtert.

## Physikertagung in Tübingen

### Physikalische Gesellschaft Württemberg-Baden-Pfalz

Die Frühjahrstagung der Physikalischen Gesellschaft Württemberg-Baden-Pfalz fand vom 26. bis 28. April 1957 im großen Hörsaal des Physikalischen Instituts der Universität Tübingen statt. Am 26. 4. war eine Vorstandssitzung, am 27. 4. eine Mitgliederversammlung. Die Tagung war von etwa 200 Mitgliedern besucht. Sie stand unter der Leitung des derzeitigen Vorsitzenden Prof. Dr. H. Kopfermann (Heidelberg).

FREITAG, DER 26. APRIL 1957

Nachmittag

H. O. KNESER (I. Phys. Inst. d. TH Stuttgart): *Die Schwingungs-Relaxationszeiten zweiatomiger Moleküle.*

Es wird zusammenfassend berichtet über das bisher vorliegende Zahlenmaterial zur Einstelldauer des thermischen Gleichgewichts zwischen schwingenden und nichtschwingenden zweiatomigen Molekülen. Die mittlere Stoßzeit dividiert durch die genannte Einstellzeit gibt die mittlere Wahrscheinlichkeit dafür an, daß ein schwingendes Molekül bei einem Zusammenstoß seine Schwingungsenergie in translatorische umwandelt. Es wird gezeigt, daß die Zahlenwerte für diese Wahrscheinlichkeit bei 4 von den 5 bisher untersuchten zweiatomigen Gasen nur von einem „Adiabasierfaktor“ abhängen, d. h. dem Quotienten aus einer geeignet definierten Stoßdauer und der Schwingungsdauer der Kernschwingung, der im wesentlichen aus dem Kernabstand, der Schwingungsfrequenz und der Temperatur berechnet werden kann.



den kann. Nur NO fällt aus der Reihe der übrigen ( $N_2$ ,  $O_2$ ,  $Cl_2$  und CO) heraus. Dieses anomale Verhalten deutet auf einen Einfluß des elektrischen Dipolmomentes hin, dem die einfachen Adiabasieüberlegungen nicht Rechnung tragen.

R. MAUSHART (Phys. Inst. der TH Karlsruhe): *Art und Beweglichkeit positiver Ionen in Gasgemischen aus Stickstoff, Sauerstoff u. Wasserdampf.*

Eine neuartige Meßanordnung gestattet, die Beweglichkeit positiver Ionen unter extrem reinen Arbeitsbedingungen bis herab zu  $E/p$ -Werten von 0,2 V/cm Torr zu bestimmen. Die Ergebnisse in reinem Stickstoff und in reinem Sauerstoff ergänzen die bisher vorliegenden Messungen, die fast alle in Gebieten hoher  $E/p$ -Werte durchgeführt wurden. Für die auf Normalbedingungen reduzierten Beweglichkeiten in  $O_2$  bzw.  $N_2$  werden Werte von 2,12 bzw. 2,43  $cm^2/Vs \pm 3\%$  erhalten.

Der Gang der Beweglichkeit in  $N_2$ - $O_2$ -Gemischen mit dem Mischungsverhältnis zeigt, daß in reinem Sauerstoff auch bei niedrigsten  $E/p$ -Werten nur einfache  $O_2^+$ -Ionen vorhanden sind, während bekannt ist, daß in reinem Stickstoff auch ein  $N_4^+$ -Komplex gebildet werden kann.

Wasserdampfzusätze zu Stickstoff und Sauerstoff und zu Gemischen dieser beiden Gase ergeben Beweglichkeit, aus denen sich schließen läßt, daß bei der Anwesenheit von Wasserdampf die Primärionen ihre Ladung zunächst auf Wassermoleküle übertragen, und daß weiter die so entstandenen Wasserionen ein und wahrscheinlich nur ein neutrales Wassermolekül locker anlagern.

Unter der Annahme, daß für das Molekül die Anlagerungswahrscheinlichkeit bei einem Stoß mit dem Ion proportional ist der Wasserdampfdichte, läßt sich eine abgeänderte Form der *Overhauser*-Gleichung angeben [A. W. Overhauser, PHYS. REV. 76, 250, 1949], durch welche der gemessene Verlauf der Beweglichkeitsabnahme mit steigendem Wasserdampfzusatz in beiden Gasen beschrieben werden kann.

R. MÜHLEISEN (MPI f. Phys. d. Stratosph. Weissenau): *Einfaches elektrisches Verfahren zur Messung der Konzentration der Kondensationskerne in Luft.*

Durch elektrische Aufladung der in Luft vorhandenen Aerosolteilchen (Kondensationskerne) mittels unipolarer Koronaentladung erreicht man leicht Sättigung der elektrischen Raumladungsdichte  $\varrho_s$ , wenn alle Teilchen ihre maximal mögliche Ladung  $q_{\max}$  erhalten haben.  $q_{\max}$  ist aber für Teilchen unter ca.  $2,7 \times 10^{-6}$  cm Radius 1 Elementarladung  $e$ , für größere Teilchen nimmt sie proportional mit  $r^2$  zu. Da das normale Größenspektrum der Aerosolteilchen für Radien von ca.  $2,7 \times 10^{-6}$  bis  $10^{-3}$  cm durch die Verteilungsfunktion

$$\partial N / \partial r = c / r^4$$

dargestellt werden kann [Chr. Junge, BER. DT. WETTERD. 35, 261, 1952], tragen die größeren, mehrfach geladenen Teilchen nur wenig zur mittleren effektiven Ladung pro Teilchen bei. Nimmt man diese den zahlreichen Messungen verschiedener Autoren gut entsprechende Verteilungsfunktion an, dann ergibt sich eine effektive Ladung  $q_{\text{eff}} \approx 1,7 e$ , und man erhält aus der leicht meßbaren Raumladungsdichte  $\varrho_s$  die Konzentration der Aerosolteilchen

$$N \approx \varrho_s / 1,7 e.$$

Einige Meßergebnisse beweisen die Einfachheit und gute Reproduzierbarkeit der neuen Methode.

M. PAHL (Forschungsst. f. Spektroskopie i. d. MPG Hechingen): *Ambipolare Effusion aus der positiven Säule.*

Durch eine ideale Lochblende in der nichtleitenden Wand eines Entladungsgefäßes effundieren die Ladungsträger aus der stationären positiven Säule ambipolar zusammen mit dem neutralen Gas in ein anschließendes Hochvakuum. Im Hinblick auf die massenspektrometrische Analyse der Ladungsträger wird versucht, theoretisch die Frage zu klären, inwieweit die Messung der Effusionsströme verschiedener Ionenarten eine Aussage über die relativen Trägerkonzentrationen im Plasma erlaubt. Die Diffusionstheorie der positiven Säule von Schottky [PHYS. Z. 25, 635, 1924] und Spenke [Z. PHYS. 127, 221, 1950] wird hierzu erweitert durch Einbezug der quadratischen Volumen-Rekombination und endlicher Trägerdichten vor der Wand. Die theoretisch möglichen Trägerdichteverteilungen  $n(r)/n(0)$  ergeben sich aus den Lösungen der Differentialgleichung

$$D[n''(r) + r^{-1} n'(r)] + \eta n(r) + (\kappa - \alpha) n^2(r) = 0$$

mit den Anfangsbedingungen  $n(0) = n_0$  sowie verschiedenen — als experimentell bestimmbar angesehenen — Randwerten  $n(R)/n_0$ . [ $D$  Koeffizient der ambipolaren Diffusion;  $\eta$  Ionisierungen pro Elektron und  $\kappa$  Proportionalitätsfaktor für „quadratische“ Stufenionisation;  $\alpha$  Volumen-Rekombinationskoeffizient]. Für die Wand (Effusions)-Stromdichten werden, ausgehend von der gewonnenen Dichteverteilungsfunktion, auf 2 Wegen äquivalente Gleichungen abgeleitet.

G. MÖLLENSTEDT, R. SPEIDEL und W. KOCH (Lehrst. f. Exp. u. Angew. Phys. d. Univ. Tübingen): *Erhöhung der Photoemission durch stehende Lichtwellen im Elektronenmikroskop sichtbar gemacht.* (Vorgetr. von R. Speidel)

Wird ein Lichtstrahl an einem Metallspiegel reflektiert, so bildet sich vor der Oberfläche ein Feld stehender Wellen aus. Dieses läßt sich mittels schräggestellter, feinstkörniger Photoschichten, Fluoreszenz, lichtstreuenden Teilchen oder photoelektrischer Sonden zeigen.

Wir lösten durch UV-Licht an einem als Kathode dienenden Aluminiumspiegel Elektronen aus und bildeten die Oberfläche elektronenoptisch ab. Dieser Spiegel wird mit Stufen verschiedener Dicke eines UV-durchlässigen Dielektrikums bedampft und die Oberfläche des Dielektrikums mit einer dünnen elektronenemittierenden Schicht versehen. Die Abbildung vermittelt einen Einblick in die Abhängigkeit der Photoemission der Sonde von der Lage im Wellenfeld. Die optimale Gestaltung der lichtelektrischen Sonde, also der photoelektrischen Ergiebigkeit, und die Messung des Phasensprunges an der Metalloberfläche wird möglich. Gegenüber der reinen Metalloberfläche konnte ein Verstärkungsfaktor von 3 erzielt werden. Dünne durch Ionenbeschuß im Vakuum auf dem Dielektrikum optimaler Dicke erzeugte Niederschläge lassen sich mit einer Empfindlichkeit nachweisen, an die weder Interferenzfilter noch Vielstrahlenmikroskope nach Tolansky heranreichen.

G. MÖLLENSTEDT und L. Y. HUANG (Lehrst. f. Exp. u. Angew. Phys. d. Univ. Tübingen): *Röntgen-Bildwandler-Mikroskopie.* (Vorgetr. von L. Y. Huang)

Die Röntgenmikrographie benutzt Photoschicht und Lichtmikroskop zur Sichtbarmachung des Röntgenkontaktbildes. Die Auflösung ist durch die Leistung des Lichtmikroskops begrenzt. Das neue Verfahren verwendet eine 200 Å dicke strukturlose Silberfolie und ein Elektron-Immersionsobjektiv.



Das Objekt liegt auf der Ag-Folie und wird mit Röntgen-Strahlen von etwa 30 kV Erregerspannung durchstrahlt. Mittels der langsamen Komponente der in der Absorberfolie ausgelösten Elektronen (Sekundär-Elektronen der Photoelektronen) wird das Röntgen-Kontaktbild unter Verwendung eines 50 kV-Immersionsobjektives in ein 400-fach vergrößertes Elektronenbild umgewandelt. Zur Intensitätssteigerung dient eine auf die Rückseite der Bildwandler-Folie aufgedampfter KCl-Schicht von 500 Å Dicke (Stern-glas).

Die Bilder zeigen auch bei biologischen Objekten hohen Kontrast, da vorwiegend der weiche Anteil des Röntgenbremsspektrums (Effektivwellenlänge  $\lambda_{\text{eff}} = 5 \text{ Å}$ , entsprechend einer Spannung von 3 kV) die Auslösung der Elektronen in der Bildwandlerfolie bewirkt. Die bisher erreichte Auflösungsgrenze beträgt bereits 2500 Å, während die theoretisch vorherzusagende Auflösung bei optimaler Gestaltung des Immersionsobjektives in der Nähe von 300 Å liegt.

G. MÖLLENSTEDT UND BUHL (Lehrst. f. Exp. u. Angew. Phys. d. Univ. Tübingen): *Interferenzmikroskopie mit Elektronenwellen*. (Voretr. von R. Buhl).

Es gelingt, durch Zusammenfügen eines elektronenoptischen Biprismas mit einem elektrostatischen Objektiv ein Elektronen-Interferenz-Mikroskop mit rotationssymmetrischer Abbildung des Objektes zu verwirklichen. Das zu untersuchende Objekt wird dabei in Nähe des Biprismas in den Weg eines der beiden kohärenten Strahlenbündel gebracht. Die Bündel werden so gelenkt, daß sie in der Zwischenbildebene außer der Abbildung des Objektes die Interferenzstreifen zeigen. Die Phasensprünge (Verschiebung der äquidistanten Streifen) an Rändern von Kohlenstoff-Folien und an dünnen  $\text{MoO}_3$ -Kriställchen wird an Bildern in 5000facher Vergrößerung gezeigt. Das Verfahren wird weiter verbessert.

W. DIETRICH (Lehrst. f. Exp. u. Angew. Phys. d. Univ. Tübingen): *Spekrometrie mit Primärelektronen geringer Energiebreite*.

Durch Messungen mit dem verbesserten elektrostatischen Geschwindigkeitsanalysator konnten die von H. Boersch mit der Gegenfeldmethode gefundenen, von der Stromdichte abhängigen anomalen Energieverbreiterungen im Elektronenstrahl bestätigt werden. Bei geringen Strahlströmen (2  $\mu\text{A}$ ) wurde die Maxwell-Verteilung gefunden, bei höheren Stromdichten erhielt man dagegen verbreiterte, symmetrische Gaußsche Verteilungskurven.

Durch Berücksichtigung dieser Ergebnisse gelang es, bei sehr geringen Strahlstromdichten und unter Verwendung einer Bariumoxyd-Kathode Spektren mit einer Auflösungsgrenze von 0,3 eV aufzunehmen. Die Anregungsstufen der Edelgase Helium, Neon, Argon, Krypton und Xenon wurden auf diese Weise im Energiespektrum von 35-kV-Elektronen sichtbar gemacht. Auch Spektren von Festkörpern zeigen gegenüber früher eine Verschärfung.

W. MÜLLER (Forsch.-Inst. Weil am Rhein): *Der Ablauf einer elektrischen Drahtexplosion, mit Hilfe der Kerr-Zellenkamera aufgenommen*.

Die elektrische Explosion dünner Kupferdrähte ist mit Hilfe einer Kerr-Zellenkamera schlierenoptisch untersucht worden. Wegen der extremen Helligkeit mußten zwei Kerr-Zellenverschlüsse hintereinandergeschaltet werden. Zur Sichtbarmachung der nichtleuchtenden Erscheinungen wurde eine Schlierenordnung mit einem neu entwickelten Xenon-Gleitfunken als Schlierenlichtquelle aufgebaut. Mit Belichtungszeiten von 0,25  $\mu\text{s}$  gelingt es,

den Vorgang räumlich und zeitlich so aufzulösen, daß der Ablauf der Ereignisse klar erkannt werden kann: Aufheizung und Verdampfung des Drahtes, Beginn der Expansion mit Dunkelpause ohne Stromfluß, Zündung einer elektrischen Entladung im Inneren des Metaldampfzylinders und weitere Expansion. Die mit der Expansion verbundenen Stoßwellenvorgänge und die Zündung der elektrischen Entladung wurden besonders studiert. Es wurde festgestellt, daß die Entladung nicht in der Achse des Metaldampfzylinders sondern auf dem Mantel eines coaxialen Zylinders gezündet wird. Die Weckensche Theorie der Detonation einer Sprengstoffkugel, auf den zylindersymmetrischen Fall übertragen, erklärt die Erscheinungen.

Es wurde in drei Meßreihen im Maßstab 1 : 1 und 1 : 8 Kupferdraht von 0,04 mm  $\phi$  in Längen von 8 bzw. 15 cm mit Spannungen von 45 bzw. 22 kV und einem Arbeitskondensator von 0,1  $\mu$ F zur Explosion gebracht. Etwa 20 Einzelbilder wurden aufgenommen und ausgewertet sowie die Zeit-Weg-Kurven der Stoßwellen der Mediengrenze (Metaldampfzylinder) und der Kanäle der Entladung gezeichnet.

E. DAVID (Forschungsinst. Weil a. Rhein): *Physikalische Vorgänge bei elektrischen Drahtexplosionen.*

Die wesentlichen physikalischen Vorgänge wurden für ein Beispiel mit mittleren Versuchsdaten gerechnet. — Kupferdraht 0,05 mm  $\phi$ , Länge 10 cm, Kondensatorspannung 40 kV, Selbstinduktion  $10^{-6}$  Hy. — Dem nach gut  $10^{-7}$  s erreichten Strommaximum von 3 kA entspricht ein Magnetfeld von 240 000 Gauß an der Drahtoberfläche. Es erzeugt einen Druck von mehr als 1000 atm über den größten Teil des Querschnitts. Dieser Druck steigert den Siedepunkt auf 5000 °. Erst oberhalb wird das System mechanisch instabil. Aber solange, wie die Verdünnungsschallwelle von der Oberfläche bis zur Drahtachse braucht, etwa  $10^{-8}$  s, geht die — entscheidende — Aufheizung weiter ohne Rücksicht auf den undefiniert werdenden Aggregatzustand. Spitzenleistung dabei um 300 000 kW, geliefert im wesentlichen aus der Selbstinduktion. Erreicht wird im gewählten Beispiel die Nähe des kritischen Punktes von Kupfer, der bei 8500 °, 7500 atm zu erwarten ist.

Die folgende Expansion ist eine typische „Naßdampf“-expansion des Metaldampfes mit einem Nebel von extrem feinen Flüssigkeitstropfen darin. Sich thermodynamisch ergebende Daten:

nach 0,3  $\mu$ s: 4000 °, 80 atm, 58 % flüssig, 1 mm  $\phi$ , 2,4 km/s;  
nach 1,5  $\mu$ s: 2700 °, 1 atm, 63 % flüssig, 6 mm  $\phi$ .

Etwa am letzteren Punkt infolge genügend geringer Dichte elektrische Durchschlag im Metaldampf zwischen den Nebeltröpfchen.

Der Verlauf ist qualitativ ähnlich bei Drahtexplosionen mit anderen elektrischen Daten und anderen Metallen.



## Vormittag

O. PICCIONI (z. Z. Cern, Genf): *Recent Experiments on Antinucleons.*

Since the very first experiments of Chamberlain and coworkers, it was apparent that the cross section of antiprotons with nuclei is large. Recent measurements have been made by our group, using Hydrogen and complex nuclei. The total cross section in hydrogen was found to be  $135 \pm 16$  millibarns (mb) at .190 BeV kinetic energy,  $104 \pm 14$  mb at .300 BeV,  $97 \pm 4$  mb at .500 BeV,  $94 \pm 4$  mb at .700 BeV. For comparison, the average of the measured proton-proton and proton-neutron total cross section (from previous works) is about 40 mb at these kinetic energies and remains about the same at energies of the order of a BeV. The pion proton cross section at high energies is also about 35 mb.

We have made measurements of the transmission of toluene ( $C_7H_8$ ) while using it as a scintillator. By the amount of light released in the interaction we could then distinguish whether the interaction was elastic or inelastic. We thus measured at .7 BeV, for the nucleus of Carbon, an inelastic cross section of  $436 \pm 19$  mb and a total cross section of  $657 \pm 80$  mb. These numbers indicate that the elastic cross section of Carbon is quite less than the inelastic cross section, which fact shows the inadequacy of a model where the nucleus of Carbon would be represented as a black sphere.

In Carbon, the cross section for production of Antineutrons from Antiprotons has also been measured, and found to be about 8 millibarns.

These experiments were performed by B. Cork, C. L. Lambertson, O. Piccioni, W. Wenzel at the University of California Radiation Laboratory, during the Summer of 1956.

G. PFOTZER (MPI f. Phys. d. Stratosphäre Weissenau): *Direkte und indirekte Anteile solarer Ultrastrahlung bei der chromosphärischen Eruption am 23. 2. 1956.*

Aus dem Vergleich der Neutronenregistrierungen an jeweils einer Station innerhalb und außerhalb der sogenannten Trefferzonen kann der Zeitverlauf direkter und indirekter Einstrahlungsintensität ermittelt werden. Daraus geht evident hervor, daß die direkte Einstrahlung nicht wesentlich länger andauerte als die optische Erscheinung und daß die bis zu 16 Stunden später noch nachweisbare solare Strahlung im Sonnensystem tatsächlich solange gespeichert wurde. Die durch diese Speicherung verursachte Degeneration des ursprünglichen Impulsspektrums läßt sich eindeutig nachweisen.

F. GUDDEN (II. Phys. Inst. Heidelberg): *Photoprotonen aus dem Prozeß  $^{40}A(\gamma, p)^{39}Cl$ .*

In einer mit Argon gefüllten Wilsonschen Nebelkammer wurden mit einer 15-MeV-Bremsstrahlung Photoprotonen ausgelöst (Schwellenenergie 12,4 MeV). Für die Energie- und Winkelverteilung wurden 346 bzw. 467 Protonenspuren ausgemessen. In der Energieverteilung deuten sich diskrete Energieniveaus an. Die Winkelverteilung ist von der Form

$$a + b \cdot \sin^2 \vartheta$$

mit einem Verhältnis von  $b : a = 15 : 1$ . Dieses große Verhältnis ist unter der Annahme von elektrischer Dipolabsorption der Quanten mit der Compoundkern-Vorstellung nur verträglich, wenn der  $^{39}Cl$ -Restkern in einem

$s_{1/2}$ -Zustand zurückbleibt, also in einem angeregten Niveau, denn der Grundzustand des  $^{39}\text{Cl}$  ist in Übereinstimmung mit dem Schalenmodell ein  $d_{3/2}$ -Zustand [J. R. Penning u. a., PHYS. REV. 104, 740, 1956].

Nach der Theorie des direkten Photoeffekts von Courant [PHYS. REV. 82, 703, 1951] ergibt sich unter der Annahme von elektrischer Dipolabsorption nur für den Übergang von Protonen von einem s- in ein p-Niveau eine reine  $\sin^2\theta$ -Verteilung. Für alle anderen Übergänge ist das Verhältnis  $b : a \leq 2,5$ . Man muß daraus schließen, daß unter der Annahme der Gültigkeit der Theorie des direkten Photoeffekts die Protonen in der letzten halbgefüllten  $1d_{3/2}$ -Schale des Argons bei der Absorption der Quanten nicht nennenswert beteiligt sind.

W. SCHIKARSKI (Phys. Inst. d. TH Karlsruhe): Zur Z-Abhängigkeit des Paarbildungsquerschnitts.

Die Absorption von  $\gamma$ -Strahlen eines 31 MeV-Betatrons wurde in Li, Be, Al, Cu, Sn, Pb gemessen. Diese erfolgt im wesentlichen durch Compton-Effekt und Paarbildung. Die Intensität der  $\gamma$ -Strahlung vor und hinter dem Absorber wurde durch die Positronenaktivität gemessen, die die Strahlung in Cu-Detektoren durch die Reaktion  $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$  erzeugt. Zieht man von der gemessenen Absorption die gut bekannten Beiträge von Compton-Effekt, Photoeffekt und Kernabsorption ab, so erhält man den Paarbildungsquerschnitt  $\sigma_p$ , gemittelt über das vom Detektor nachgewiesene Spektrum. Die Abweichung dieses Wirkungsquerschnitts von der Theorie auf Grund des Fehlers der Bornschen Näherung beschreibt die Größe  $B(Z)$ , wenn

$$\sigma_p = \text{const } f(E) Z(Z + g) A[1 - B(Z)]$$

ist. Dabei bedeutet  $g$  den Wirkungsquerschnitt für die Paarbildung am Elektron dividiert durch den Wirkungsquerschnitt für die Paarbildung an einem Kern der Ladungszahl  $Z = 1$  und  $A$  den Faktor der Abschirmung, während  $f(E)$  die Energieabhängigkeit von  $\sigma_p$  berücksichtigt. Aus den Messungen an den leichten Elementen wurde  $g$  bestimmt. Wenn man die Z-Abhängigkeit in  $g$  vernachlässigt, ergibt sich im Mittel

$$g = 0,71 \pm 0,10.$$

Die Messungen an den schweren Elementen bestätigen, daß  $B(Z)$  proportional zu  $Z^2$  ist. Setzt man

$$B(Z) = b(Z/137)^2,$$

so ergibt sich aus den Messungen

$$b = 0,43 \pm 0,05.$$

Z. ZIEGLER (Phys. Inst. d. TH Karlsruhe): Energieverlust schneller Elektronen.

Mit einem magnetischen Spektrometer wurden der mittlere und der wahrscheinlichste Energieverlust und die Halbwertsbreite der Streuverteilung von Elektronen mit einer Primärenergie von 32 MeV in Beryllium, Graphit und Aluminium gemessen. Die Ergebnisse wurden mit der Theorie verglichen. Dabei wird gute Übereinstimmung des mittleren Energieverlustes durch Anregung und Ionisation mit der Theorie von Bethe und Bloch gefunden. Die Halbwertsbreiten der gemessenen Streuverteilungen sind größer, als sie sich aus der Theorie von Landau ergeben. Die Diskrepanzen sind vermutlich auf Näherungen bei der Herleitung der Landauschen Theorie zurückzuführen. Die Bremsstrahlungserzeugung wurde nach Bethe und Heitler berücksichtigt.



G. HORTIG (Inst. f. Phys. i. MPI Heidelberg): *Zur Streuung der Energieverluste schneller Elektronen.*

Die Streuung der Energieverluste schneller Elektronen ist größer als Landau berechnet hat [J. PHYS. USSR 8, 201, 1944]. Zur Aufklärung dieser Diskrepanz wurde die Verteilung der Energieverluste von 400-keV-Elektronen nach Bremsung in Li, Al, Cu und Au-Folien bei verschiedenen Streuwinkeln  $\vartheta$  [ $0^\circ \leq \vartheta \leq 40^\circ$ ] gemessen. Die Breite der Verteilungen nimmt mit wachsendem Streuwinkel  $\vartheta$ , bei allen untersuchten Substanzen gleichmäßig, sehr stark zu. Die gemessene Verbreiterung scheint eine Folge der Weglängenstreuung zu sein.

D. v. EHRENSTEIN, G. FRICKE, H. KOPFERMANN und S. PENSELIN (I. Phys. Inst. d. Univ. Heidelberg): *Untersuchung der Hyperfeinstrukturaufspaltung der beiden Grundzustände  $^2D_{3/2}$  und  $^2D_{5/2}$  des  $^{89}\text{Y}$  mit der Atomstrahlresonanzmethode.* (Vorgetr. von G. Fricke)

Mit einer magnetischen Atomstrahlresonanzapparatur wurde die Hyperfeinstruktur der beiden Grundzustände  $^2D_{3/2}$  und  $^2D_{5/2}$  von  $^{89}\text{Y}$  ( $I = 1/2$ ) untersucht. Der Nachweis der Y-Atome erfolgte mit einem Ionisationsdetektor, der einen Partialdruck des Yttriums von ca.  $10^{-11}$  Torr nachzuweisen gestattet. Durch Änderung von Frequenz und Feldstärke des homogenen Magnetfeldes (C-Feld) konnten die Frequenzen der Übergänge zwischen den Hyperfeinstrukturtermen

$$(F = 1; m_F = 0) \rightarrow (F = 2; m_F = -1)$$

und

$$(F = 2; m_F = 0) \rightarrow (F = 1; m_F = +1)$$

vom  $^2D_{3/2}$ -Term und

$$(F = 2; m_F = 0) \rightarrow (F = 3; m_F = -1)$$

vom  $^2D_{5/2}$ -Term in Abhängigkeit vom Magnetfeld gemessen und eindeutig zugeordnet werden. Hieraus ergaben sich die A-Faktoren der beiden Grundzustände zu

$$A_{3/2} = 57,36 \pm 0,1 \text{ MHz}$$

und

$$A_{5/2} = 29,54 \pm 0,2 \text{ MHz.}$$

Das Verhältnis der A-Faktoren entspricht nicht der theoretischen Voraussetzung. Dies dürfte durch Termstörung zu erklären sein.

## Nachmittag

K. BÖCKMANN, K. KRÜGER und E. RECKNAGEL (I. Phys. Inst. d. Univ. Heidelberg und Phys. Inst. d. Univ. Tübingen): *Bestimmungen des elektrischen Quadrupolmomentes des  $^{67}\text{Zn}$ -Kernes durch Messung der Hochfrequenzübergänge im  $4^3P_1$ -Zustand des  $^{67}\text{Zn}$ -Atoms.* (Vorgetr. von H. Krüger)

Mit Hilfe der Doppelresonanzmethode wurden im Dezimeterwellengebiet die magnetischen Dipolübergänge zwischen den Hyperfeinstrukturtermen des  $4^3P_1$ -Termes des  $^{67}\text{Zn}$ -Atoms gemessen. Aus der Lage der Übergangsfrequenzen läßt sich das elektrische Kernquadrupolmoment des  $^{67}\text{Zn}$ -Kernes zu

$$Q(^{67}\text{Zn}) = + 0,18 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$$

berechnen.

H. BUCKA (I. Phys. Inst. d. Univ. Heidelberg): *Doppelresonanz durch Anregung mit Hyperfeinstrukturkomponenten und Nachweis durch Selbstabsorption.*

Bei Anregung des zu untersuchenden Hyperfeinstrukturtermmultipletts mit elektrischer Dipolstrahlung, die aus einzelnen Hyperfeinstrukturkomponenten besteht, wird infolge deren ungleicher Intensität eine Abweichung der Besetzungszahlen der Terme des angeregten Zustandes vom statistischen Gleichgewicht erreicht. Induzierte magnetische Dipolübergänge zwischen den Hyperfeinstrukturtermen des angeregten Zustandes ändern die Besetzungszahlen und bewirken eine Änderung der relativen Intensitäten der Hyperfeinstrukturkomponenten der reemittierten Linie. Durch geeignete Wahl der Selbstabsorption, die für die einzelnen Hyperfeinstrukturkomponenten verschieden ist, lassen sich die Hochfrequenzübergänge im angeregten Zustand an einer Änderung der Gesamtintensität des Resonanzlichtes nachweisen. Über die besondere Eignung des Verfahrens an Termen mit kugelsymmetrischer Ladungsverteilung und über Versuche am Cäsium wird berichtet.

H. KOPFERMANN, L. KRÜGER und A. STEUDEL (I. Phys. Inst. d. Univ. Heidelberg): *Über die Isotopieverschiebung im Spektrum des Gadoliniums.* (Vorgetr. von L. Krüger)

Der in der Isotopieverschiebung von Nd und Sm beim Einbau des 45 Neutronenpaares auftretende charakteristische Sprung konnte bisher am Gd wegen der geringen Häufigkeit von  $^{152}\text{Gd}$  und  $^{154}\text{Gd}$  nicht beobachtet werden. Unter Verwendung von angereicherten Gd-Proben wird mit einem Fabry-Perot-Interferometer die Isotopieverschiebung von 19 Gd I- und Gd II-Linien untersucht. Die relative Isotopenlage, bezogen auf den Abstand  $^{160}\text{Gd}-^{158}\text{Gd} = 1$ , ergibt sich zu:

$$\begin{array}{lll} 1,82 \pm 0,08 \text{ } (^{157}\text{Gd}); & 1,97 \pm 0,08 \text{ } (^{156}\text{Gd}); & 2,62 \pm 0,03 \text{ } (^{155}\text{Gd}); \\ 3,27 \pm 0,04 \text{ } (^{154}\text{Gd}); & 6,27 \pm 0,06 \text{ } (^{152}\text{Gd}). \end{array}$$

Damit ist auch für das Gd der charakteristische Sprung in der Isotopieverschiebung mit Sicherheit nachgewiesen. Die  $C_{\text{exp}}/C_{\text{th}}$ -Werte [siehe z. B. H. Kopfermann, Kernmomente, Frankfurt 1956] der Gd-Isotope passen sich ausgezeichnet in den Verlauf der Werte von Nd, Sm und Eu ein. Die für das Auftreten des Sprungs verantwortliche starke Änderung der Kerndeformation beim Einbau des 45. Neutronenpaares hat für Nd, Sm und Gd etwa die gleiche Größe.

H. POPPA (Phys. Labor. Mosbach): *Studium technischer Elementarvorgänge im Elektronenmikroskop.*

Die elektronenmikroskopische Methode ergänzt mit ihrer hohen Auflösung und Tiefenschärfe das Lichtmikroskop gerade in jenem Bereich an der Auflösungsgrenze des Lichtmikroskops, in dem sich wichtige Vorgänge bei technischen Problemen abspielen. Dem Einsatz des Elektronenmikroskops stehen jedoch die Kleinheit des Gesichtsfeldes und die Schwierigkeit, die gleiche Stelle während eines fortschreitenden technischen Vorganges zu beobachten, hemmend im Wege. Zur Bearbeitung solcher Fragen wie Glaspolitur, Metallglänzen, Verschleiß usw. wurde die elektronenmikroskopische Methode verbessert, so daß es möglich ist, relativ großflächige und raue Oberflächenbereiche zu betrachten und nach Weiterführung des betreffenden technischen Vorgangs durch Zielpräparation die gleiche Oberflächenstelle wiederzufinden und damit den Vorgang zu verfolgen. Zieht man das Interferenzmikroskop hinzu, so sind quantitative Aussagen über mikroskopische Abbauvorgänge möglich.



K. GANZHORN (Intern. Büro-Masch. Ges. Sindelfingen): *Berechnung einer magnetischen Hystereseschleife mit Hilfe einer elektronischen Rechenanlage.*

Mit Hilfe einer elektronischen Rechenanlage wurde eine statistische Theorie für das Zustandekommen einer rechteckförmigen magnetischen Hystereseschleife von Ferriten durchgerechnet. Ausgehend von einer gleichmäßigen Orientierungsverteilung der zusammengesinternten Kristallite wurde angenommen, daß die spontane Magnetisierung innerhalb eines Kristallits in  $[111]$ -Richtung ( $\delta = 0$ ) und in  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  ( $\delta = \pi$ ) je ein energetisches Minimum besitzt. Die beiden Minima sind durch eine Energieschwelle voneinander getrennt, für welche eine Darstellung gemäß der Funktion

$$E_K = 0,5 E_{K0}(1 - \cos 2\delta)$$

gewählt wurde. Bei Anlegen eines Feldes entgegen einer ursprünglichen remanenten Magnetisierung tritt erst eine reversible Magnetisierungsänderung und bei größer werdendem Feld ein Umklappen ein. Blochwandverschiebungen sind wegen der Kleinheit der Kristallite ausgeschlossen. Die Schwellenfeldstärke für einen Kristallit hängt von seiner Orientierung zur Feldrichtung ab. Zur Ermittlung der Magnetisierungskurve mußte bei jeder Feldstärke über die ganze Orientierungsverteilung integriert werden. Dazu waren mehr als  $10^6$  numerische Rechenschritte erforderlich. Die Durchführung der Rechnung auf einer elektronischen Rechenanlage (Type IBM 650) führte auf eine rechteckige Hystereseschleife. Ihr Verlauf wird diskutiert.

H. SCHNEIDER (Wandel und Goltermann, Reutlingen): *Ein Gleichstromstabilisator hoher Langzeitkonstanz zur Speisung von Spektrographenlampen.*

Aus den bereits handelsüblichen Wechselspannungsstabilisatoren, die den Effektivwert der Wechselspannung auf  $\pm 1\%$  konstant halten, wurde ein Gleichstromstabilisator zur Speisung von Spezialglühlampen mit einem Strom von ca 5 A entwickelt. Die Forderung lautete auf  $\pm 1\%$  Stromkonstanz über 7 Tage. Das Gerät besteht aus einem Wechselspannungsstabilisator mit einer vormagnetisierten Drossel als Stellglied. Die Ausgangsspannung von 220 V wird transformiert, gleichgerichtet und über einen Manganin-Meßwiderstand der Lampe zugeführt. Die Meßeinrichtung des Wechselspannungsstabilisators wird statt an den 220-V-Ausgang an den Manganin-Meßwiderstand im Lampenstromkreis angeschlossen, an dem eine dem Lampenstrom proportionale Spannung abfällt.

Die Meßeinrichtung, die für die hohe Langzeitkonstanz des Gerätes verantwortlich ist, besteht aus einer Kaltleiterbrücke. Der Kaltleiter hat mit seiner Betriebstemperatur von ca  $600^\circ$  gegenüber den an gleicher Stelle bei anderen Anordnungen verwendeten Wolframdioden mit einer Glühtemperatur von über  $2000^\circ$  den Vorteil einer praktisch unbegrenzten Lebensdauer und einer durch die vernachlässigbare Abnutzung gegebenen sehr hohen Langzeitkonstanz.

Es wurden die Meßverfahren für die Langzeitkonstanz beschrieben und die Regelkennlinien gezeigt.

## Vormittag

F. STÖCKMANN (Phys. Inst d. TH Darmstadt): *Energieniveaus von Elektronen in Kristallen, Untersuchungsmethoden und Ergebnisse.*

Optische Absorptions- und Emissionsspektren, thermische Aktivierung von Elektronenprozessen, Ursachen für verschiedene Energiewerte bei diesen Methoden. Zwei Grenzfälle: Störstellen in heteropolaren und homöopolaren Kristallen. Untersuchung der feineren Struktur von Störniveaus durch Zeeman-Effekt und paramagnetische Resonanz. Atomistische Deutung der Eigenabsorption polarer Kristalle, Excitonen mit wasserstoffähnlichem Termschema bei Zurücktreteten des polaren Bindungsanteils, indirekte Übergänge in homöopolaren Kristallen. Untersuchung der Bandstrukturen durch diamagnetische Resonanzverfahren, Ergebnisse für Ge, Deutung der indirekten Übergänge. Ultrarot-Absorption durch freie Ladungsträger, anomale Verschiebung der Absorptionskante mit zunehmender Trägerkonzentration.

R. BASS und D. ROSSBERG (I. Phys. Inst. d. TH Stuttgart): *Die elastischen Konstanten des Eises.* (Vorgetr. von D. Roßberg)

Durch Messung von Eigenfrequenzen kreisförmiger Stäbe und Platten aus einkristallinem Eis wurde das vollständige System der elastischen Konstanten im Temperaturbereich zwischen  $-2^{\circ}\text{C}$  und  $-30^{\circ}\text{C}$  bestimmt. Die elastischen Koeffizienten besitzen nach diesen Untersuchungen bei  $-15^{\circ}\text{C}$  folgende Größe:

$$\left. \begin{array}{l} s_{12} = -4,17 \pm 0,15 \\ s_{13} = -1,93 \pm 0,21 \\ s_{11} = 10,15 \pm 0,05 \\ s_{33} = 8,30 \pm 0,04 \\ s_{44} = 32,55 \pm 0,15 \end{array} \right\} \times 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{dyn}$$

Bei Frequenzen um 10 kHz wurde eine Dispersionsstufe der elastischen Koeffizienten des Eises nachgewiesen, die zwanglos einem Relaxationsprozeß im Eis, über den bereits früher berichtet wurde [NATURWISS. 42, 437, 1955] zugeordnet werden kann.

D. SAUTTER (Inst. f. Theor. u. Angew. Phys. d. TH Stuttgart): *Das Rauschen von Germanium-Einkristallen.*

Es wurde das Stromrauschen von Ge-Einkristallen in Abhängigkeit von der Frequenz, Dotierung und Temperatur gemessen, in einem Frequenzbereich zwischen  $20^{\circ}$  und  $150^{\circ}\text{C}$  an p- und n-leitenden Ge-Einkristallen mit spezifischen Widerständen (bei Zimmertemperatur) zwischen 0,3 und  $6 \text{ Ohm}\cdot\text{cm}$ .

Das mittlere Rauschstromquadrat  $i^2$  nimmt dabei quadratisch zu mit der Feldstärke am Kristall und steigt exponentiell an mit wachsender Temperatur. Die Abhängigkeit von der Frequenz  $f$  läßt sich teilweise durch Funktionen der Form

$$i^2 \sim 1/[1 + (2\pi f\tau)^2]$$

beschreiben. Temperatur- und Frequenzkurven sind dotierungsabhängig. Ein Vergleich der Ergebnisse mit den bestehenden Theorien läßt annehmen, daß die gemessenen Rauschströme durch statistische Schwankungen der Ladungsträgerkonzentrationen verursacht werden, die beim Übergang von Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband entstehen.



G. MACK (Phys. Inst. d. Univ. Tübingen): *Röntgenpräzisionsuntersuchungen an Germanium-Einkristallen und an legierten Germanium-Indium-pn-Übergängen.*

Die Gitterkonstante von reinstem einkristallinem Germanium (Telefunken G.mb.H., Ulm) wurde nach Kossel und van Bergen bei 20,00 °C mit  $\text{NiK}\alpha_1$  ( $\lambda = 1,65782 \text{ \AA}$ ) bestimmt zu

$$a_{20} = 5,65735 \pm 0,00005 \text{ \AA}.$$

Beim Vergleich mit Präzisionsmessungen von Straumanis und Aka sowie Smakula und Kalnajs machen sich Unterschiede in den verwendeten Dispersionstheorien für die Brechungskorrektur in der letzten Stelle geltend.

Beim Legierungsprozeß von Ge — In-pn-Übergängen rekristallisiert das mit Indium gesättigte Germanium zwar im groben mit der Orientierung der Unterlage, besitzt aber ausgeprägte Korngrenzenstruktur.

Diese Baufehler bleiben auf das p-Material beschränkt.

Die mittlere Gitteraufweitung des mit Indium gesättigten p-Germaniums ergibt einen Indiumgehalt von  $6 \times 10^{18} \text{ In-Atomen/cm}^3$ .

E. FELDTKELLER (II. Phys. Inst. d. TH Stuttgart): *Zum Energieumsatz bei Röntgenphotochemie in KBr-Kristallen.*

Bei der Absorption energiereicher Strahlung in Kristallen wird ein Teil der absorbierten Energie photochemisch gespeichert (Bildung von Störzentren und darin stattfindende Elektronenprozesse), ein Teil durch Photolumineszenz wieder ausgestrahlt (optische Elektronenübergänge) und ein dritter Teil im Kristall in Wärme umgesetzt (durch Stoßprozesse, strahlungslose Übergänge u. dgl.).

Am Beispiel eines KBr-Einkristalls und Röntgenbestrahlung wurde nachgewiesen, daß auch in Ionenkristallen der weitaus größte Teil der absorbierten Strahlungsenergie (in diesem Beispiel 90 %) den Kristall erwärmt.

Die Röntgenleistung wurde bei den Untersuchungen durch kalorimetrische Vergleichsmessungen eingeeicht. Das Verfahren wurde als Methode zur quantitativen Erfassung strahlungsloser Elektronenübergänge auch bei optischer Elektronenanregung erprobt.

M. KELLER (Lehrst. f. Exp. u. Angew. Phys. d. Univ. Tübingen): *Elektroneninterferometrische Messung des inneren Potentials von Festkörpern.*

Das elektronenoptische Biprisma wird als Elektronen-Interferometer zur Bestimmung des inneren Potentials von Festkörpern benutzt. Die Strahlspannung wurde gegenüber früher von 25 kV auf 55 kV erhöht. Nach Aufspaltung des Elektronenstrahls in zwei kohärente Teilstrahlen wird in den einen Strahl eine Folie von etwa 40 Å (Trägerfolie) und in den anderen eine Folie von etwa 160 Å Dicke eingebracht. Aus der Versetzung  $\Delta Z$  der Interferenzstreifen läßt sich das innere Potential nach der Formel

$$\Phi = 2\sqrt{150} \sqrt{U \Delta Z / \Delta D}$$

bestimmen, wenn  $U$  die Strahlspannung in Volt und  $D$  die Dicke in Å ist.

E. PLÖTZE (Radiol. Inst. d. Univ. Freiburg): *Charakteristische Flüssigkeitsstrukturen.*

Zwischen Kaolinitkristalliten in wässriger Suspension treten bei auffallend weiten, aber diskreten Abständen charakteristische Brückenbindungen über Wassermoleküle auf.

Diese Annahme wird begründet erstens durch Meßreihen über die Konzentrationsabhängigkeit der Viskosität von Kaolinituspensionen. Die Kurven zeigen in ihrem großen Verlauf zwar gute Übereinstimmung mit der Formel nach *Peterlin* und *Stuart* für blättchenförmige Teilchen, jedoch treten bei Konzentrationen um  $0,5 \text{ g/100 cm}^3$  Lösung außerordentlich scharfe Maxima der Viskosität auf mit einer Halbwertsbreite von nur  $\Delta c \sim 0,1 \text{ g}$ . Zweitens zeigen gleiche Meßreihen bei Variation des Geschwindigkeitsgefälles einen anomalen Effekt der Strukturviskosität derart, daß mit zunehmendem Geschwindigkeitsgefälle die Viskositäten ansteigen. Diese beiden experimentellen Ergebnisse lassen sich durch die Vorstellung deuten, daß bei einem definierten Abstand dieser speziellen Zweischichtkristallite in dem Suspensionsmittel die Anregung eines weitreichenden, zwischenmolekularen Bindungssystems erfolgt. Diese Vernetzungen der Suspensionen führen zu den Viskositätsmaxima.

Die bereits häufig beobachtete geschichtete Sedimentation von multidispersen Kaolinituspensionen kann infolgedessen durch die Annahme verschiedener Anregungsstufen oder verschiedener mesomerer Bindungstypen der Brückenmoleküle erklärt werden.

Allgemein ist somit zu unterscheiden zwischen einfach und vielfach zwischenmolekularen Bindungssystemen.